Cellules-filtres pour pompage hyperfin du ^{133}Cs . Application à la détection optique de la transition d'horloge dans une cellule à vapeur de césium

M. Arditi, P. Tougne

► To cite this version:

M. Arditi, P. Tougne. Cellules-filtres pour pompage hyperfin du ^{133}Cs . Application à la détection optique de la transition d'horloge dans une cellule à vapeur de césium. *Revue de Physique Appliquée*, 1976, 11 (5), pp.665-675. 10.1051/rphysap:01976001105066500 . jpa-00244102

HAL Id: jpa-00244102

<https://hal.science/jpa-00244102>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
 5.250

CELLULES-FILTRES POUR POMPAGE HYPERFIN DU ^{133}Cs APPLICATION A LA DÉTECTION OPTIQUE DE LA TRANSITION D'HORLOGE DANS UNE CELLULE A VAPEUR DE CÉSIMUM

M. ARDITI et P. TOUGNE

Institut d'Electronique Fondamentale (*), Université Paris XI, 91405 Orsay, France
 Laboratoire de Physique Quantique, ESPCI, 10, rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex, France

(Reçu le 15 mars 1976, accepté le 4 mai 1976)

Résumé. — Avec des cellules-filtres de césium + gaz tampons, utilisant les raies D_1 et D_2 sans polariseurs, on peut augmenter d'une manière très appréciable la détection optique de la transition d'horloge dans une cellule-test à vapeur de césium opérant à des températures entre 20 et 40 °C. Une théorie phénoménologique de ce filtrage donne un bon accord avec la plupart des résultats expérimentaux.

Abstract. — With filter-cells using cesium vapor and buffer gases, the optical detection of the 0-0 transition in a cesium gas cell can be greatly enhanced in the 20-40 °C temperature range. A phenomenological theory of the filtering is in qualitative agreement with most experimental results.

1. Introduction. — Le pompage optique hyperfin des alcalins a donné lieu à de nombreuses études tant du point de vue théorie que des applications. En particulier, la réalisation de certaines horloges atomiques ou de masers est basée, en grande partie, sur la production par pompage optique d'une inégalité de populations importante entre les sous-niveaux hyperfins 0-0 de l'état fondamental des atomes alcalins.

Avec la mise au point de lasers accordables en longueur d'onde, il devient possible, pour produire cette inégalité de populations, de pomper optiquement d'une façon sélective un seul des niveaux hyperfins. De tels lasers, soit à semi-conducteur du type GaAs [1], soit à colorants du type coumarine [2], ont déjà été utilisés en continu, ou en impulsions, pour le pompage hyperfin du césium. Cependant, pour certaines applications, ces lasers nécessitent, en général, un dispositif assez complexe de stabilisation de fréquence et, de ce point de vue, les lampes spectrales ordinaires retiennent un certain intérêt pratique.

A cet effet, dans le cas du rubidium, on a pu utiliser avec succès la coïncidence d'une des composantes hyperfines des isotopes 85 et 87 pour pomper sélectivement, directement, un des niveaux hyperfins ou pour réaliser des dispositifs dans lesquels les atomes d'un isotope dans une cellule servent de filtre hyperfin pour la lumière de résonance de l'autre isotope [3].

Malheureusement cette méthode n'est pas applicable au césium qui ne possède qu'un isotope stable. Dans le passé plusieurs autres méthodes ont été proposées pour le pompage hyperfin du césium. Par exemple, on a utilisé la proximité d'une des raies de l'argon à 8 521,4 Å en plaçant une lampe à décharge d'argon dans un champ magnétique d'environ 5 000 G [4]. Plus récemment, des filtres hyperfins ont été réalisés en plaçant des cellules à vapeur de césium dans des champs magnétiques intenses [5-6]. Nous avons aussi proposé, pour obtenir un filtrage hyperfin, de combiner les effets d'un champ magnétique et de gaz tampons sur les déplacements du centre d'absorption des raies de résonance dans une cellule à vapeur de césium [7]. Cette étude a été reprise récemment et nous donnons ici les résultats obtenus dans l'application de tels filtres à la détection optique de la transition $F = 4$, $m_F = 0 \leftrightarrow F = 3$, $m_F = 0$, dite *transition d'horloge*, dans une cellule à vapeur de césium.

2. Pompage optique hyperfin du césium 133. —

2.1 CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES. — Les conditions du pompage optique hyperfin des alcalins sont très différentes selon que le temps moyen libre entre deux collisions désorientantes est beaucoup plus grand, ou beaucoup plus petit que la vie moyenne de l'état excité. La première condition correspond, par exemple, au cas des atomes de césium dans une cellule à vide ou dans un jet atomique dans le vide, et la deuxième condition

(*) Laboratoire associé au C. N. R. S.

à celui des atomes de césium dans une cellule en présence de gaz tampons, à une pression relativement élevée (supérieure à quelques torrs).

Dans le premier cas, un calcul théorique [8] montre que si D_1 et D_2 ont la même intensité, l'utilisation de lumière résonante, polarisée ou non, n'a que peu d'effet sur la différence des populations des états $F = 4$, $m_F = 0$ et $F = 3$, $m_F = 0$ par rapport à cette différence, d'ailleurs très faible, en l'absence de pompage optique.

Dans le deuxième cas, par contre, la radiation réémise est complètement dépolarisée et les atomes retombent avec une égale probabilité sur tous les niveaux Zeeman de l'état fondamental, l'efficacité du pompage optique ne dépendant plus alors que du taux d'absorption de la lumière d'excitation par les différents niveaux Zeeman de l'état fondamental. Nous verrons que dans ce cas, un effet d'autofiltration peut se produire déjà dans des cellules épaisses, ce qui permet avec certains gaz tampons d'obtenir de bons signaux de détection, même avec de la lumière de résonance non filtrée.

Une théorie phénoménologique montrera également la sensibilité de la détection optique de la transition 0-0 à l'intensité de la lumière excitatrice et à sa composition spectrale.

Dans cette méthode de détection, la cellule de césium est illuminée simultanément par de la lumière de résonance et par une micro-onde à 9 192 MHz. La lumière d'excitation sert aussi de lumière de détection, l'intensité lumineuse transmise diminuant lorsque le signal micro-onde passe par la résonance. Dans ces conditions, en reprenant essentiellement les analyses déjà décrites pour le cas du sodium [9] ou du rubidium [10], on peut facilement établir les équations de pompage donnant les variations des intensités des composantes hyperfines de la lumière de pompage traversant la cellule de césium.

Supposons, par exemple, I_3 et I_4 deux composantes de la lumière de résonance susceptibles d'exciter les atomes de césium des deux niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$. Si a_1 et a_8 représentent les fractions de populations de chacun des sous-niveaux Zeeman de $F = 3$ et $F = 4$, on a :

$$7 a_1 + 9 a_8 = 1 \quad (1)$$

ce qui donne à l'équilibre :

$$6 a_1 + 2 a_4 + 8 a_8 = 1$$

$$a_1(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha) = a_8(I'_4 + 2 J'_4 + \alpha)$$

$$2 a_1(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha) = a_4(I'_3 + 2 J'_3 + I'_4 + 2 J'_4 + 2 \alpha)$$

$$\frac{dI'_4}{dy} = \frac{-I'_4[4(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha) + 5(I'_4 + 2 J'_4 + \alpha)(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha)]}{4(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha)^2 + 3(I'_4 + 2 J'_4 + \alpha)^2 + 9(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha)(I'_4 + 2 J'_4 + \alpha)} = -I'_4 \times \frac{A}{A} \quad (9)$$

$$\frac{dI'_3}{dy} = \frac{-I'_3[3(I'_4 + 2 J'_4 + \alpha) + 4(I'_3 + 2 J'_3 + \alpha)(I'_4 + 2 J'_4 + \alpha)]}{A} = -I'_3 \times \frac{B}{A} \quad (10)$$

$$\frac{dI_3}{dx} = -7 k a_1 I_3 \quad (2)$$

$$\frac{dI_4}{dx} = -9 k a_8 I_4 \quad (3)$$

k : coefficient d'absorption en cm^{-1} ,
 x , représentant l'épaisseur de la cellule d'absorption.

A l'aide de ce système d'équations on peut en déduire les variations de I_3 et I_4 en fonction de x . Plus généralement, si on suppose que la lumière d'excitation contient toutes les composantes hyperfines des raies D_1 et D_2 , désignées par I_3 , I_4 et J_3 , J_4 , on obtient aisément les équations suivantes (en tenant compte de la relaxation) :

a) En dehors de la résonance micro-onde, on a :

$$a_1 = a_2 \dots = a_7 \quad \text{et} \quad a_8 = a_9 \dots = a_{16}$$

ce qui donne à l'équilibre :

$$a_1(I_3 + 2 J_3 + \alpha) = a_8(I_4 + 2 J_4 + \alpha) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_4}{dy} &= \frac{-9 I_4(I_3 + 2 J_3 + \alpha)}{9(I_3 + 2 J_3) + 7(I_4 + 2 J_4) + 16 \alpha} = \\ &= \frac{-9 I_4(I_3 + 2 J_3 + \alpha)}{D} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{dI_3}{dy} = \frac{-7 I_3(I_4 + 2 J_4 + \alpha)}{D} \quad (6)$$

$$\frac{dJ_4}{dy} = \frac{-18 J_4(I_3 + 2 J_3 + \alpha)}{D} \quad (7)$$

$$\frac{dJ_3}{dy} = \frac{-14 J_3(I_4 + 2 J_4 + \alpha)}{D} \quad (8)$$

b) A la résonance micro-onde, on sature la transition 0-0 ; on a :

$$a_4 = a_{12}$$

$$a_1 = a_2 = a_3 = a_5 = a_6 = a_7$$

et

$$a_8 = a_9 = a_{10} = a_{11} = a_{13} = a_{14} = a_{15} = a_{16}$$

$$\frac{dJ'_4}{dy} = -2 J'_4 \times \frac{A}{A} \quad (11)$$

$$\frac{dJ'_3}{dy} = -2 J'_3 \times \frac{B}{A} \quad (12)$$

avec

$$y = \frac{\pi \Gamma_0 c N f x}{\delta v_D} \quad (13)$$

et

$$\alpha = \frac{1}{\pi \Gamma_0 f c T I_0} \quad (14)$$

I_0 étant l'intensité de la composante $F = 4$ de D_1 et δv_D la largeur Doppler de cette composante, f la force d'oscillateur de la composante $6 P_{1/2}$, $F = 4 \rightarrow 6 S_{1/2}$, $F = 4$, de D_1 . (Dans les équations on a tenu compte du fait que la force d'oscillateur pour la raie D_2 est double de celle de D_1), x l'épaisseur de la cellule d'absorption et N le nombre d'atomes de césium par cm^3 , Γ_0 le rayon classique de l'électron, c la vitesse de la lumière, T le temps de relaxation des atomes de césium dans la cellule avec gaz tampons, $I_3 = I_3/I_0$, $I_4 = I_4/I_0$, les intensités réduites des composantes hyperfines de D_4 , J_3 et J_4 les valeurs correspondantes pour les composantes hyperfines de D_2 .

Le signal de détection optique S_{oo} , provenant de la saturation des niveaux $m_F = 0$ à la résonance micro-onde, correspond à la différence d'absorption des composantes hyperfines dans les deux cas a et b ,

$$S_{oo} = (I_3 + I_4 + J_3 + J_4) - (I'_3 + I'_4 + J'_3 + J'_4). \quad (15)$$

Le paramètre y dépend en particulier de N et de x . Pour une cellule de longueur donnée, N sera fonction de la température θ de la cellule. On peut donc considérer y comme lié à la température de la cellule (on peut, par exemple, relier N et la température θ de la cellule par la formule de Langmuir-Taylor [11]) :

$$\log_{10} N = 29,531 - 2 \log_{10} \theta - (4 \, 150/\theta)$$

pour

$$\theta < 302 \text{ K}$$

et

(16)

$$\log_{10} N = 30,037 \, 9 - 2,35 \log_{10} \theta - (4 \, 041/\theta)$$

pour

$$\theta > 302 \text{ K}$$

en prenant $f = 0,179$ pour la raie D_1 [12], $x = 3,5 \text{ cm}$ et $\delta v_D = 1 \, 800 \text{ MHz}$ environ (pour tenir compte de la structure hyperfine de l'état $6P_{1/2}$), on obtient :

$$y = 0,925 \times 10^{-11} N. \quad (17)$$

Les paramètres T et I_0 n'étant connus que par leur ordre de grandeur nous les avons ajustés une fois pour toute de façon que le maximum du signal S_{oo} corresponde à la température de $50 \text{ }^\circ\text{C}$ mesurée expérimentalement dans le cas de la lumière non filtrée.

Par ailleurs, le temps de relaxation T variant avec la température, et par suite avec N , nous avons adopté la loi de variation suivante, en accord avec la référence [13]

$$\frac{1}{T} = 153 + 8 N \times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \quad (18)$$

soit pour $I_0 = 2 \times 10^4 \text{ photons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{s}^{-1}$ et $N = 4,25 \times 10^{11} \text{ (à } 50 \text{ }^\circ\text{C) cm}^{-3}$

$$\alpha \approx 5 \quad \text{et} \quad y \approx 4.$$

Le système des 8 équations différentielles (5) à (12) a été programmé sur ordinateur IBM 1130 afin de calculer les variations du signal S_{oo} en fonction de y , c'est-à-dire de la température θ , pour différentes compositions spectrales I_3 , I_4 , J_3 et J_4 de la lumière de pompage. La température étant le facteur expérimental le plus facile à faire varier on a surtout étudié ici les variations de S_{oo} en fonction de la température de la cellule-filtre ou de la cellule-test. Par exemple, sur la figure 1A, on a représenté les valeurs calculées de S_{oo} en fonction de la température de la cellule-test, pour une lumière incidente dont les composantes spectrales auraient les intensités suivantes : $I_3 = I_4 = 1$ pour D_1 et $J_3 = J_4 = 0,5$ pour D_2 . Egalement sur cette figure, on a tracé les courbes de S_{oo} correspondant à des intensités incidentes plus faibles, mais de même composition spectrale (dans ce cas un filtre absorbant neutre est intercalé entre la lampe d'excitation et la cellule test). On voit que le maximum de S_{oo} est en gros proportionnel à la puissance 2 de l'intensité de la lumière de pompage.

Le calcul permet aussi d'obtenir les signaux S_{oo} en fonction de la température de la cellule-test, pour différentes conditions de pompage optique ou de détection. Par exemple, sur la figure 1B, outre la courbe (1) obtenue précédemment pour le pompage et la détection avec les deux composantes D_1 et D_2 , on a tracé les courbes suivantes : les courbes (2) et (3) correspondent

FIG. 1A. — Courbes théoriques de S_{00} en fonction de la température de la cellule-test pour différentes intensités de la lumière incidente.

FIG. 1B. — Courbes (1) sans filtre, (2) et (3) avec filtres D_1 ou D_2 derrière la cellule-test, (4) et (5) avec filtres D_1 ou D_2 devant la cellule-test.

à un pompage optique avec les deux composantes D_1 et D_2 mais avec une détection du signal de la composante D_1 ou D_2 seulement (dans ce cas on place un filtre interférentiel, correspondant à D_1 ou D_2 , entre la cellule-test et la cellule photo-électrique); les courbes (4) et (5) correspondent à un pompage optique et à une détection pour les composantes D_1 ou D_2 seules (en plaçant des filtres interférentiels passant D_1 ou D_2 devant la cellule-test).

On peut aussi calculer le signal S_{00} obtenu en envoyant sur la cellule-test de césium, une lumière de résonance préalablement filtrée par une cellule-filtre et donnant ainsi une certaine composition spectrale à la lumière d'excitation. Par exemple, sur la figure 2, outre la courbe (1) correspondant à $I_3 = I_4 = 1$ et $J_3 = J_4 = 0,5$ on a tracé la courbe (2) pour $I_3 = 0,6$, $I_4 = 0,428$ et $J_3 = 0,214$, $J_4 = 0,153$, et la courbe (3) pour $I_3 = 0,4$, $I_4 = 0,2424$ et $J_3 = 0,133$, $J_4 = 0,095$, enfin (4) pour $I_3 = 0,25$, $I_4 = 0,1315$ et $J_3 = 0,0781$, $J_4 = 0,06$. Ces courbes correspondent à la composition spectrale de la lumière à la sortie de la cellule-filtre (Cs + 5 torrs N_2 , $H_0 = 700$ G) pour des températures de 43, 47 °C et 55 °C et seront à comparer avec les résultats expérimentaux de la figure 9.

FIG. 2. — Courbes théoriques de S_{00} en fonction de la température de la cellule-test : (1) sans cellule-filtre, (2), (3) et (4) avec cellule-filtre à différentes températures [(2) = 43 °C; (3) = 47 °C; (4) = 55 °C].

Remarquons que les valeurs de S_{00} ainsi obtenues correspondent à des pourcentages de variations de la lumière incidente relativement faibles (quelques 0,1 % au plus) et les calculs doivent être conduits avec suffisamment de précision pour être significatifs.

On voit que l'action de la cellule-filtre dans ce cas est de déplacer le maximum de S_{00} vers les basses températures, donnant ainsi un gain très appréciable du signal S_{00} pour des températures de la cellule-test inférieures à 25-30 °C.

Dans les calculs précédents, nous avons négligé les effets de la diffusion multiple, ce qui est justifié quand on considère le cas de cellules de césium contenant de l'azote comme gaz tampon. En effet, pour ce gaz il y a un effet de *quenching* très prononcé, en particulier, aux températures élevées, et il n'y a pratiquement pas de lumière de fluorescence réémise pouvant s'opposer au pompage optique.

On a d'abord mesuré S_{00} pour vérifier l'effet d'auto-filtration dans des cellules césium + gaz tampons, relativement épaisses, et on a ensuite évalué l'efficacité de plusieurs types de cellules-filtres en fonction de la température de la cellule-test ou de la cellule-filtre.

2.2 MONTAGE EXPÉRIMENTAL. — Outre la mesure de S_{00} par détection optique de la transition 0-0 en micro-onde, on a aussi mesuré, à l'aide d'un spectromètre de Fabry-Pérot, l'intensité relative des composantes spectrales I_3 , I_4 , J_3 et J_4 des raies D_1 et D_2 dans la lumière d'excitation, avec ou sans filtrage.

Les conditions expérimentales étaient les suivantes :

2.2.1 Lampes spectrales. — Les lampes étaient du genre *bouton*, en pyrex de 2 cm de diamètre, remplies de césium + 2 torrs d'argon, et excitées en radio-fréquence (90 MHz) [14]. Avec ces lampes l'équilibre thermique s'établit assez rapidement et elles ont une intensité remarquablement stable, permettant des mesures comparatives sur plusieurs heures. A l'allumage, lorsque les lampes sont encore relativement froides, le rapport des intensités des raies D_1 et D_2 est de l'ordre de 1/2. Mais quand l'équilibre thermique s'établit ce rapport s'inverse et devient très voisin de 2, avec un rapport des composantes I_3/I_4 ou J_3/J_4 très proche de 1. On n'a pas mesuré l'intensité absolue de la lumière de résonance émise par ces lampes, mais elle peut être estimée de l'ordre de 10^5 à 10^4 photons/cm 2 .s.s $^{-1}$, selon des mesures faites ailleurs sur des lampes de ce type [10].

2.2.2 Cellules-tests de césium. — Ce sont des cellules cylindriques, à faces planes-parallèles en pyrex de 5 cm de diamètre et de 3,5 cm de longueur, remplies de césium et d'un gaz tampon. On a surtout étudié ici comme gaz tampons, l'azote et le néon, à des pressions de 5 à 6 torrs. Cela nous a permis de mettre en évidence l'effet de *quenching* de l'azote. Cet effet, en réduisant la lumière de fluorescence diminue la dépopulation des niveaux hyperfins par cette lumière, et permet ainsi d'obtenir des signaux S_{00} plus grands qu'avec le néon, par exemple, qui ne possède pas cet effet.

La température de la cellule-test était mesurée par un thermocouple placé sur le point apparemment le plus froid de la cellule. Cependant le chauffage de la cellule n'était pas très homogène, pour éviter un dépôt de césium sur les surfaces exposées à la lumière, et par suite les indications de température n'étaient reproductibles qu'au degré près.

2.2.3 L'interféromètre de Fabry-Perot. — L'interféromètre était du type à miroirs plans, de réflectivité 97,5 % à $\lambda = 9\,000$ Å. La distance entre les miroirs était de 7,14 mm. La finesse de l'appareil était de l'ordre de 10. Le balayage en fréquence se faisait à l'aide de cales piézo-électriques commandées par une rampe de voltage. Les spectres de la lumière transmise à travers les cellules-tests ou les cellules-filtres étaient obtenus en utilisant des filtres interférentiels pour les raies D_1 ou D_2 de 100 Å de largeur à mi-hauteur avec une transmission d'environ 85 %. De plus, un filtre Kodak Wratten 87 C permettait d'éliminer la lumière visible. Quelques réserves peuvent cependant être faites sur la validité des spectres obtenus étant donné la finesse relativement faible de l'interféromètre et la largeur des raies d'absorption dans les cellules de césium, surtout aux basses températures.

2.2.4 Dispositif expérimental pour la mesure de S_{00} . — Le montage expérimental est représenté schématiquement sur la figure 3. L'instrumentation pour l'exci-

FIG. 3. — Montage expérimental pour la détection optique de la transition d'horloge dans le césium.

tation en micro-onde à 9 192 MHz et la détection optique de la transition 0-0 est assez semblable à celle déjà décrite précédemment [14]. En modulant, à basse fréquence, la fréquence de la radiation micro-onde, le courant de sortie de la cellule photo-électrique est aussi modulé et peut être détecté avec une détection synchrone. En balayant la fréquence micro-onde autour de la fréquence de résonance, on peut obtenir ainsi la dérivée de la courbe de résonance de la transition 0-0. Le signal S_{00} est alors défini, en valeur relative, par le maximum de la courbe de résonance et la largeur de la résonance 0-0 par l'intervalle de fréquence entre les maximums de la courbe dérivée. La cellule photo-électrique de détection était du type HP-5082 couplée à un amplificateur à bande étroite, l'ensemble ayant un gain dynamique très large, sans saturation.

2.2.5 Cellule-filtre de césium. — Les cellules-filtres étaient géométriquement identiques aux cellules-tests. On a utilisé surtout deux types de cellules-filtres :

— ou bien des cellules de césium remplies d'azote à la pression de 5 torrs et placées dans un champ magnétique modéré, perpendiculaire à la direction de la lumière,

— ou bien des cellules de césium remplies d'hélium à la pression de 35 torrs utilisées dans le champ magnétique terrestre.

On a également fait quelques observations à l'aide de cellules-filtres remplies des mêmes gaz à différentes pressions, ou de formes géométriques différentes, mais ces observations n'ont pas été suffisamment systématiques ou complètes pour pouvoir être reportées ici.

2.3 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — **2.3.1 Pompage hyperfin par auto-filtrage.** — Rappelons que l'effet d'auto-filtrage dans des cellules à vapeur alcaline + gaz tampon, avait déjà été utilisé auparavant pour la détection optique de la transition 0-0 dans de nombreuses

vapeurs alcalines [15] (potassium, sodium, rubidium ou césium).

Dans la présente étude on a utilisé une cellule-test contenant du césium + 5 torrs d'azote, placée dans le champ magnétique terrestre. La figure 4A montre la valeur du signal S_{00} en fonction de la température de la cellule, et pour différentes atténuations de la lumière incidente de composition spectrale correspondant à $I_3 = I_4 = 1$ et $J_3 = J_4 = 0,5$. On voit que pour une température de 45 à 50 °C on obtient un très bon signal, avec une augmentation considérable du rapport signal/bruit, par rapport à cette valeur à 20 °C (la grandeur du maximum du signal de modulation S_{00} correspondait approximativement, à quelques millièmes de l'intensité incidente).

FIG. 4A. — Courbes expérimentales de S_{00} en fonction de la température de la cellule-test (Cs + 5 torrs N_2) pour différentes intensités de la lumière incidente.

FIG. 4B. — Courbes (1) sans filtre, (2) et (3) avec filtres D_1 ou D_2 derrière la cellule-test, (4) et (5) avec filtres D_1 ou D_2 devant la cellule-test.

Afin de pouvoir comparer les divers résultats expérimentaux, la valeur de S_{00} est donnée en unités arbitraires mais l'échelle de S_{00} a été maintenue constante dans toutes les figures (sauf sur la figure 5, cas d'une cellule césium + néon). De plus, on a normalisé les courbes des figures 1A et 4A correspondant à l'intensité I_0 afin de relier les calculs théoriques aux résultats expérimentaux.

FIG. 5. — Courbe expérimentale de S_{00} en fonction de la température de la cellule-test (Cs + 6 torrs Ne) avec filtres D_1 ou D_2 devant la cellule-test.

Expérimentalement sur la figure 4A le maximum de S_{00} est proportionnel à la puissance 1,8 de l'intensité incidente, au lieu de puissance 2 trouvée théoriquement. Aux températures élevées il y a un bon accord avec les résultats théoriques ; l'accord est moins bon aux basses températures mais nous donnerons une explication possible de cet effet dans la discussion. On a remarqué également que, en général, la polarisation de la lumière incidente, linéaire ou circulaire, était pratiquement sans effet sur la grandeur de S_{00} .

On a étudié aussi l'effet comparatif des filtres D_1 ou D_2 placés soit devant la cellule-test (pompage et détection par D_1 ou D_2 seules) soit derrière la cellule-test (pompage par $D_1 + D_2$ et détection de D_1 ou D_2 seules). Les résultats expérimentaux de la figure 4B sont à comparer avec les résultats théoriques de la figure 1B. En particulier on notera sur la figure 4B un déplacement plus marqué du maximum de S_{00} vers les basses températures surtout pour le cas du pompage avec D_2 seule. Cela est peut-être dû au fait que le quenching n'est pas égal pour les raies D_1 et D_2 [16], que ce quenching est moins efficace aux basses températures, et que le phénomène de diffusion multiple pour D_2 intervient à de plus basses températures que pour D_1 , particularités qui n'ont pas été introduites dans la théorie précédente dans un but de simplification. L'effet prépondérant du quenching est encore plus apparent quand on compare les résultats de la figure 4B à ceux de la figure 5, correspondant à une cellule de césium + 6 torrs de néon, gaz qui ne produit pas de quenching appréciable, et pour laquelle le signal S_{00} est plus faible dans un rapport 200.

Bien que l'auto-filtration dans une cellule césium + azote soit efficace aux températures élevées

pour la détection de la transition 0-0, on ne peut utiliser une telle cellule directement comme cellule-filtre devant une autre cellule-test identique. L'expérience montre en effet que ce dispositif a pour effet de réduire considérablement le signal S_{00} . Cela peut se comprendre si on remarque que les spectres des raies D_1 et D_2 à travers la cellule césium + 5 torrs d'azote n'indiquent qu'une très faible variation, en fonction de la température de la cellule, du rapport des composantes I_3/I_4 , J_3/J_4 ou I_3/J_3 (Fig. 6 et 7). Cela est également vrai dans le cas d'une cellule de césium sans gaz tampon). Etant donnée l'absorption relativement forte de la lumière à la sortie de la cellule césium + azote à 50 °C par exemple, on conçoit alors que cette cellule ne soit pas efficace directement comme cellule-filtre.

FIG. 6. — I_3/I_4 pour les raies D_1 ou D_2 en fonction de la température de la cellule-filtre ($\text{Cs} + 5 \text{ torrs } \text{N}_2$) avec ou sans champ magnétique.

On peut obtenir de meilleurs résultats en combinant les effets de glissements de fréquence des composantes hyperfines du spectre d'absorption produits par les gaz tampons avec les glissements de fréquence des composantes Zeeman produits par un champ magnétique [7].

2.3.2 Pompage hyperfin avec des cellules-filtres césium + azote, dans un champ magnétique modéré. — Dans une note précédente [7] nous avons indiqué qu'avec une cellule-filtre césium + 52 torrs d'azote, à 32 °C, on ne changeait pratiquement pas le rapport des composantes I_3/I_4 quand cette cellule était placée dans un champ magnétique variant de 0 à 7 kG. Par contre, ces résultats peuvent être modifiés considérablement si la cellule-filtre, placée dans un champ magnétique modéré ($\sim 700 \text{ G}$) est portée à des températures plus élevées.

FIG. 7. — I_4/I_{25° pour les composantes 3 et 4 des raies D_1 ou D_2 avec ou sans champ magnétique.

blement si la cellule-filtre, placée dans un champ magnétique modéré ($\sim 700 \text{ G}$) est portée à des températures plus élevées.

Les figures 6 et 7 représentent les rapports des composantes I_3/I_4 ou J_3/J_4 de D_1 et D_2 déduits des spectres de Fabry-Perot de la lumière, à la sortie d'une cellule de césium + 5 torrs d'azote, placée soit dans le champ terrestre, soit dans un champ magnétique de 700 G environ. L'influence du champ magnétique est nettement marquée sur le rapport des composantes hyperfines. Les valeurs indiquées sur les courbes des figures 6 et 7 ont servi pour le calcul des courbes théoriques des figures 1 et 2.

Les modifications de la composition spectrale de la lumière d'excitation par la cellule-filtre expliquent ainsi les résultats expérimentaux obtenus pour S_{00} avec une cellule-test contenant césium + 5 torrs d'azote et placée dans le champ magnétique terrestre. Par exemple, la cellule-test étant maintenue à une température d'environ 23 °C, le signal S_{00} passe par un maximum pour une température de la cellule-filtre de 45 °C environ (Fig. 8). Ce signal varie aussi avec le champ magnétique, un maximum maximum se produisant à 45-50 °C pour une valeur de 700 G environ. Pour cette valeur du champ magnétique, la figure 9 montre le

FIG. 8. — S_{00} en fonction de la température de la cellule-filtre ($\text{Cs} + 5$ torrs N_2 , $H_0 \approx 700$ G). Cellule-test : $\text{Cs} + 5$ torrs N_2 à 23°C .

FIG. 9. — S_{00} en fonction de la température de la cellule-test ($\text{Cs} + 5$ torrs N_2) pour différentes températures de la cellule-filtre ($\text{Cs} + 5$ torrs N_2 , $H_0 \approx 700$ G) (la courbe en tirets correspond à la cellule-test sans cellule-filtre).

signal S_{00} en fonction de la température de la cellule-test et pour différentes températures fixes de la cellule-filtre.

On voit que, qualitativement, l'accord avec les courbes théoriques de la figure 2 est assez bon. En particulier, on notera que le maximum de S_{00} est nettement déplacé vers les basses températures de la cellule-test.

Bien que ce genre de cellules-filtres utilise une cellule de césium + gaz tampon placée dans un champ magné-

tique, son principe de fonctionnement basé sur les déplacements des raies d'absorption par les gaz tampons et un champ magnétique modéré est très différent des cellules-filtres de césium réalisées avec des champs magnétiques plus élevés utilisant l'effet Back-Goudsmit et basées sur la différence de polarisation des raies hyperfines [6]. C'est ainsi qu'un analyseur circulaire, nécessaire dans ces filtres magnétiques, placé ici entre la cellule-filtre et la cellule-test produit une baisse du signal S_{00} de 85 % en l'absence de filtres D_1 ou D_2 et une annulation presque totale de ce signal si on ajoute un filtre D_1 ou D_2 . Notons également qu'en autofiltration, la polarisation de la lumière incidente est pratiquement sans effet sur le signal S_{00} tandis qu'avec cette cellule-filtre dans un champ de 700 G, le signal S_{00} ne change pas si on place un polariseur linéaire dont la direction de polarisation est perpendiculaire à la direction du champ H_0 , alors que ce signal baisse de 40 à 50 % si la direction de polarisation est parallèle à H_0 .

2.3.3 Pompage hyperfin avec des cellules-filtres césium + hélium. — Dans la référence [7] nous avons aussi signalé l'effet important de filtrage hyperfin produit par l'hélium dans une cellule de césium placée dans un champ faible (champ magnétique terrestre). L'hélium produit un déplacement du spectre d'absorp-

FIG. 10. — Rapport I_3/I_4 pour les raies D_1 ou D_2 en fonction de la température de la cellule-filtre ($\text{Cs} + 35$ torrs He).

tion du césium vers les fréquences élevées, mais en élevant la température de la cellule-filtre il en résulte une absorption plus faible pour la composante I_3 que pour la composante I_4 de la raie D_1 . C'est ainsi qu'avec une cellule-filtre césium + 35 torrs d'hélium, le rapport I_3/I_4 est égal à 1,4 à 50 °C, tandis que le rapport des intensités des composantes de D_1 et D_2 peut atteindre des valeurs de 5 à 6 (Fig. 10) avec des absorptions modérées, de l'ordre de 50 % à 50 °C pour la raie D_1 (Fig. 11).

FIG. 11. — Rapport I_t/I_{25° pour les composantes 3 et 4 des raies D_1 ou D_2 en fonction de la température de la cellule-filtre (Cs + 35 torrs He).

Avec cette cellule-filtre on obtient également une augmentation considérable du signal S_{∞} pour les basses températures de la cellule-test. Avec une cellule-test césium + 5 torrs d'azote, la température de fonctionnement optimum de la cellule-filtre césium + 35 torrs hélium se situe aux alentours de 50 °C (Fig. 12B). Sur la figure 12A on a comparé l'effet de cette cellule-filtre sur deux cellules-tests : l'une césium + 5 torrs d'azote et l'autre césium + 6 torrs néon, qui ont à peu près la même fréquence de résonance. Sur cette figure la courbe (1) correspond à la cellule-test césium + 5 torrs azote sans cellule-filtre et la courbe (2) avec une cellule-filtre césium + 35 torrs hélium dont la température a été ajustée pour obtenir le maximum de signal S_{∞} ; la courbe (3) correspond à une cellule-

FIG. 12A. — S_{∞} en fonction de la température de la cellule-test : a) Cellule-test : Cs + 5 torrs N_2 : (1) sans cellule-filtre ; (2) avec cellule-filtre : Cs + 35 torrs He. b) Cellule-test : Cs + 6 torrs Ne : (3) sans cellule-filtre ; (4) avec cellule-filtre : Cs + 35 torrs He.

FIG. 12B. — S_{∞} en fonction de la température de la cellule-filtre Cs + 35 torrs He (cellule-test à 20 °C : Cs + 5 torrs N_2).

test césium + 6 torrs néon sans cellule-filtre et la courbe (4) avec addition de la cellule-filtre. On peut voir sur cette figure que si l'effet de la cellule-filtre est surtout sensible aux basses températures de la cellule-test césium + 5 torrs azote, elle augmente considérablement le signal S_{∞} à toutes températures pour la cellule-test césium + 6 torrs néon. On remarquera également l'effet de quenching de l'azote qui augmente beaucoup le signal S_{∞} puisque, sans cellule-filtre, le rapport des maximums de S_{∞} pour les deux cellules-tests est de l'ordre de 200 (avec la cellule-filtre ce rapport des maximums devient égal à 7).

3. Discussion. — 1) Etant donné les approximations faites dans la théorie on peut considérer les résultats expérimentaux qualitativement en bon accord avec la théorie, surtout quand les effets de quenching de l'azote permettent de négliger les effets de dépolarisation par fluorescence. Ces effets sont proportionnels à l'intensité de la lumière incidente et sans quenching

il faudrait ajouter au facteur α dans les équations (5) à (12), un facteur β proportionnel à l'intensité de la lumière et dont la valeur pourrait être suffisamment élevée par rapport à α ($\beta = 100 \alpha$, par exemple) pour diminuer considérablement S_{00} [17].

Remarquons qu'avec la théorie phénoménologique précédente, aux basses températures, à une diminution de la lumière correspond toujours une diminution du signal S_{00} , or, expérimentalement, nous avons observé un comportement assez différent dans un certain domaine d'intensité (Fig. 13). Ceci n'est qu'une contradiction apparente entre la théorie et l'expérience car la largeur du signal de résonance variant avec l'intensité de la lumière d'excitation (par exemple, une réduction de 70 % de la lumière augmente S_{00} par un facteur 1,65 et réduit la largeur de la résonance $\delta\nu$ de moitié), on peut néanmoins avoir une augmentation du maximum du signal S_{00} bien que l'intégrale de celui-ci dans la largeur $\delta\nu$ diminue.

FIG. 13. — S_{00} et $\delta\nu$ en fonction de l'atténuation de la lumière incidente (cellule-test : Cs + 5 torrs N_2).

L'effet de la cellule-filtre est donc favorable pour plusieurs raisons : d'une part elle produit un pompage hyperfin efficace qui augmente S_{00} , et d'autre part l'absorption de la lumière par la cellule-filtre diminue $\delta\nu$. De plus, cette absorption de lumière réduit aussi le bruit de la détection. Il en résulte une très grande amélioration du rapport signal/bruit de la détection. Afin de rendre compte de cet effet on a représenté sur la figure 14 des enregistrements des courbes dérivées de la résonance 0-0 dans les cellules-tests avec ou sans cellules-filtres. On a également mesuré une amélioration considérable de la stabilité à court terme d'horloges atomiques à cellules de césium due à l'utilisation de ces cellules-filtres.

2) A la sortie des cellules-filtres la composante I_3 de la lumière est plus intense que la composante I_4 .

FIG. 14. — Dérivées des courbes de résonance avec ou sans cellule-filtre : A : Cellule-test : Cs + 5 torrs N_2 (22 °C), cellule-filtre : Cs + 35 torrs He (45 °C). B : Cellule-test : Cs + 6 torrs Ne (45 °C), cellule-filtre : Cs + 35 torrs He (45 °C). C : Cellule-test : Cs + 5 torrs N_2 (20 °C), cellule-filtre : Cs + 5 torrs N_2 , $H_0 \approx 700$ G (45 °C). (Dans cette figure les échelles de S_{00} n'ont pas été normalisées.)

Le pompage optique hyperfin dans ces conditions a pour effet d'augmenter la population du niveau $F = 4$ dans la cellule-test, produisant ainsi une inversion de populations favorable à un effet maser, dans des circonstances favorables.

3) Signalons aussi que dans le cas du pompage hyperfin du césium avec des lasers accordables, on obtient en général un meilleur rapport signal/bruit en détectant la transition 0-0 par les variations de la lumière de fluorescence plutôt que par les variations d'absorption de la lumière de pompage. Dans ces conditions, et pour les mêmes raisons de quenching, les signaux obtenus avec des cellules-tests césium + 5 torrs azote sont plus faibles que ceux obtenus avec césium + 6 torrs néon [17].

4) Dans les limitations de cette étude, il n'a pas été possible de déterminer les pressions optima pour l'effet des gaz dans des cellules-filtres de césium, et il n'est donc pas sûr que les résultats reportés ici représentent l'optimum de ce qui peut être obtenu avec des cellules-filtres pour la détection optique de la transition 0-0 dans le césium. En particulier, la cellule-filtre césium + hélium qui permet de travailler sans champ magnétique, sans polariseur ni filtres interférentiels simplifie beaucoup l'usage de ces cellules-filtres, ce qui peut avoir des avantages dans certaines applications d'horloges atomiques.

4. Conclusions. — L'emploi de cellules-filtres césium + gaz tampons procure un accroissement très appréciable du rapport signal/bruit de la détection optique de la transition 0-0 dans des cellules à vapeur de césium, pour des températures de fonctionnement entre 20 et 40 °C. La simplicité de ces cellules-filtres permet d'envisager leur utilisation éventuelle dans des horloges atomiques à césium.

Bibliographie

- [1] PICQUE, J.-L., *IEEE Quantum Electron.* **QE-10** (1974) 892.
 - [2] TUCCIO, S. A., DREXHAGE, K. H. et REYNOLDS, G. A., *Opt. Commun.* **7** (1973) 248.
 - [3] COHEN-TANNOUDJI, C. et KASTLER, A., *Progress in Optics* **V** (1966) 10.
HAPPER, W., *Rev. Mod. Physics* **44** (1972) 169.
 - [4] BEATY, E. C., BENDER, P. L. et CHI, A. R., *Phys. Rev.* **112** (1958) 450.
 - [5] ERNST, K., MINGUZZI, P. et STRUMIA, F., *Nuovo Cim. LIB* (1967) 202.
 - [6] BEVERINI, N. et STRUMIA, F., *Opt. Commun.* **2** (1970) 189.
 - [7] BERNABEU, E., TOUGNE, P. et ARDITI, M., *C. R. Hebd. Seau. Acad. Sci.* **268** (1969) 321.
 - [8] HAWKINS, W. B., *Phys. Rev.* **123** (1961) 544.
 - [9] BLOOM, A., *J. Physique Radium* **19** (1958) 881.
 - [10] ANDRES, J. M., FARMER, D. J. et INOUE, G. T., *IRE Trans. MIL-3* (1959) 178.
 - [11] TAYLOR, J. B. et LANGMUIR, I., *Phys. Rev.* **51** (1937) 753.
 - [12] ROZWADOWSKI et LIPWORTH, E., *J. Chem. Phys.* **43** (1965) 2347.
 - [13] BEVERINI, N., MINGUZZI, P. et STRUMIA, F., *Phys. Rev. A-4* (1971) 550.
 - [14] ARDITI, M. et CARVER, T. R., *Phys. Rev.* **124** (1961) 800.
 - [15] BELL, W. E. et BLOOM, E. L., *Phys. Rev.* **109** (1958) 219.
ARDITI, M. et CARVER, T. R., *Phys. Rev.* **109** (1958) 1012.
BLOOM, A. L. et CARR, J. B., *Phys. Rev.* **119** (1960) 1946.
 - [16] MCGILLIS, D. A. et KRAUSE, L., *Phys. Rev.* **153** (1967) 44.
 - [17] ARDITI, M. et PICQUE, J.-L., *J. Phys. B. Atom. Mol. Phys.* **8** (1975) L 331.
-